MESSUNG VON WELLENLÄNGENNORMALEN IM INTERNATIONALEN SYSTEM FÜR DEN ROTEN SPEKTRALBEREICH

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE

DER

HOHEN NATURWISSENSCHAFTLICHEN FAKULTÄT

DER

EBERHARD-KARLS-UNIVERSITÄT TÜBINGEN

VORGELEGT

VON

HANS WERNER
AUS KANZACH (WÜRTTEMBERG)

ACAD.
LUGD.BAT.
BIBL.

LEIPZIG
DRUCK VON METZGER & WITTIG
1914

Von der Fakultät angenommen den 11. Dezember 1913.

Referent: Prof. Dr. Paschen

Für spektroskopische und astrophysikalische Zwecke ist die Kenntnis der Wellenlänge einer Spektrallinie bis auf wenige Tausendstel einer Ångström-Einheit wünschenswert und mitunter sogar notwendig. Es kann diese Genauigkeit mit Gittern erreicht werden, wenn die vorhandenen Normalen eine größere Genauigkeit besitzen und wenn genügend solcher Normalen zur Verfügung stehen. Die Internationale Union für Sonnenforschung[1]) hat deshalb im Jahre 1905 zu Oxford beschlossen, ein ganzes Normalensystem aufzustellen, dessen Grundlage die von Michelson absolut gemessene, von Benoît, Fabry u. Perot[2]) nachgeprüfte rote Cadmiumlinie sein soll. Der Fehler, der nach der Interferenzmethode von Fabry u. Perot[3]) zu messenden Normalen II. Ordnung soll $\pm 1/1000$ Å.-E. nicht übersteigen und die Entfernung zweier Normalen nicht mehr als 50 Å.-E. betragen. Als Spektrum wurde von Kayser u. Runge das Eisenspektrum vorgeschlagen. Für das Gebiet von 5800 bis 6000 Å.-E. sollen Bariumlinien als Ersatzlinien gemessen werden.

§ 1.

Möglichkeit der an das Normalensystem gestellten Forderungen.

Das vorgeschlagene Eisenspektrum ist zweifellos das geeignetste. Es ist ein sehr linienreiches Spektrum; die starken Linien sind ziemlich gut über das ganze Spektrum verteilt von 3000—6500 Å.-E. Die Linien sind nach den Unter-

1) Trans. Int. Union for Solar Research **1.** p. 230. 1906.
2) Ch. Fabry et A. Perot, Astrophys. Journ. **1.** p. 73. 1902.
3) R. Benoît, Ch. Fabry et A. Perot, C. R. **144.** p. 1082—86. 1907.

suchungen von Nutting[1]) mit ein paar Ausnahmen alle einfach. Der Mangel in der Gegend von 5900 Å.-E. läßt sich dadurch umgehen, daß man die im Eisenbogen beinahe immer als Verunreinigungen vorkommenden Nickel- und Manganlinien zur Messung heranzieht. — Als Methode konnte die Gittermethode nicht in Betracht kommen. Sie liefert wohl annähernd die verlangte Genauigkeit durch Interpolation, wenn genügend Normalen vorhanden sind. Zur Gewinnung von Normalen selbst aber versagt sie. Es bleibt also nur die Interferenzmethode von Fabry u. Perot übrig, die nur einer einzigen genauen Wellenlänge benötigt, auf die dann alle zu messenden Linien bezogen werden können. Die Brauchbarkeit dieser Methode haben Fabry u. Perot und später Buisson in ihren Arbeiten mit dem Interferometer und Eversheim[2]) mit einem Etalon nachgewiesen.

Ein wesentlicher Punkt bei der Aufstellung eines Normalensystems und die Brauchbarkeit desselben ist die Abhängigkeit der Wellenlänge von Druck, Art der Erregung u. a. Ist die Wellenlänge konstant oder variabel? Über diese Frage, die für die Spektroskopie und Astrophysik eine große Bedeutung hat, liegt schon eine ziemlich ausgedehnte Literatur vor (vgl. Kayser, Handbuch der Spektroskopie 2, p. 327). Reichhaltiges Tatsachenmaterial haben besonders Mohler und Humphrys in ihren Arbeiten bis 1905 für die Inkonstanz der Wellenlänge beigebracht. Sie stellten mit wachsendem Druck eine Verschiebung der Linien nach Rot fest, und diese Verschiebung ist proportional $\sqrt[3]{\text{Atomvolumen}}$. Exner u. Haschek[3]) ebenso Kent[4]) finden Unterschiede zwischen Bogen- und Funkenlinien. Kayser[5]), der noch kurz vorher[5a]) sich mit der Druckverschiebung von Spektrallinien einverstanden erklärte, wendet sich nun[5b]) dagegen und bezeichnet die ge-

1) P. G. Nutting, Line structure, Astrophys. Journ. **23.** p. 71. 1906

2) P. Eversheim, Zeitschr. f. wiss. Phot. **5.** p. 152—180. 1907.

3) F. Exner u. E. Haschek, Wiener Sitzungsber. **116.** IIa. p. 323 bis 341. 1907.

4) N. A. Kent, Astrophys. Journ. **17.** p. 286—299. 1903; Astrophys. Journ. **22.** p. 182. 1905.

5) H. Kayser, a) Zeitschr. f. wiss. Phot. **2.** p. 49—57; **3.** p. 308 bis 310. 1905; b) Zeitschr. f. wiss. Phot. **5.** p. 304—308. 1907.

fundenen Unterschiede als Messungsungenauigkeiten und läßt durch Keller[1]) die Identität der Wellenlängen von Funken- und Bogenlinien nachweisen. Als endgültigen Beweis für die Konstanz der Wellenlänge führt Kayser[2]) auf Seite 306 an: „Erfreulicherweise sind . . . prüfen. Bei dem zu Pfingsten in Paris stattgefundenen Kongreß konnte Prof. Ames mitteilen, daß in seinem Laboratorium Hr. Dr. Pfund mit dem Interferometer Versuche gemacht habe, die beweisen, daß die Wellenlängen genau dieselben sind, einerlei ob man das Spektrum im Funken oder im Bogen, bei Atmosphärendruck oder im Vakuum, von reinen Metallen, beliebigen Legierungen oder Salzen erzeugt. Das gilt für alle untersuchten Elemente ohne Ausnahme. — Prof. Fabry erklärte, daß seine Versuche genau dasselbe ergeben hätten. Da hier die exakteste Methode, welche wir besitzen, angewandt wurde, so wird man diese Versuche wohl als definitiv entscheidend anerkennen müssen und die Frage nach der Konstanz der Wellenlängen als endgültig erledigt betrachten."

Die Frage scheint aber noch nicht endgültig entschieden zu sein. Humphrys[3]) findet Übereinstimmung zwischen seiner Theorie und seinen experimentellen Ergebnissen. Rossi[4]), King[5]) und Barnes[6]) finden wiederum eine Druckverschiebung; Gale u. Adams[7]) stellen Unterschiede zwischen Funken- und Bogenlinien und für jedes Spektrum verschiedene Druckverschiebung fest; Goos[8]) findet sogar eine Abhängigkeit der Wellenlänge von der Bogenlänge; er fordert deshalb zur Aufstellung eines Normalensystems eine genaue Definition der Lichtquelle. — In diesem Punkte konnte die Arbeit keinen entscheidenden Beitrag liefern. Es ist mir nämlich nicht gelungen die Interferenzringe zu photographieren, wenn die Lichtquelle in Luft brannte. Die Ringe waren wohl von Zeit zu Zeit sichtbar, sie verschwanden aber immer bald. Der

1) C. Keller, Zeitschr. f. wiss. Phot. **4.** p. 209—232. 1906.
2) H. Kayser, Zeitschr. f. wiss. Phot. **5.** p. 304—308. 1907.
3) W. J. Humphrys, Astrophys. Journ. **23.** p. 233—247. 1906.
4) R. Rossi, Phil. Magazine **621.** p. 499—501. 1911.
5) A. S. King, Astrophys. Journ. **34.** p. 37—56. 1911.
6) J. Barnes, Astrophys. Journ. **34.** p. 159—163. 1911.
7) H. Gale u. J. Adams, Phys. Rev. **32.** p. 438—440. 1911.
8) F. Goos, Zeitschr. f. wiss. Phot. 1912. p. 1—12 u. 305—316.

Grund hierfür liegt in der Unschärfe der Bariumlinien im Luftbogen.

§ 2.

A. Messungen im Eisenspektrum.

Von den Untersuchungen über das Eisenspektrum sind von besonderer Wichtigkeit die Interferenzmessungen; ich möchte aber verschiedenes über das Spektrum, besonders den roten Teil, anführen. Lehmann[1]) photographierte das Eisenspektrum von 6810—8690; Kochen[2]) mißt das mit Wratten-Pinacyanolplatten aufgenommene Spektrum von 5800—7590 aus; die Genauigkeit, die er erreichte, ist bedeutend größer als bei Lehmann, andererseits aber bei weitem nicht die dort angegebene. Sein Schluß auf p. 289: „Es scheint, daß hier (über 7600) überhaupt keine Eisenlinien mehr liegen" kann leicht mißverstanden werden, denn Eisen hat, wie schon Lehmann angegeben hat und in neuester Zeit Geiger[3]) nachgewiesen hat, zahlreiche Linien über 7600. Der letztere photographierte Eisenlinien bis 9809 Å.-E. und bestimmte ihre Wellenlängen. Über 10000 Å.-E. findet Coblentz[4]) keine Eisenlinien mehr, wohl aber zeigt das Spektrum einen kontinuierlichen Grund.

Alle Messungen im Eisenspektrum dienten mehr oder weniger dazu, in diesem Element ein Normalenspektrum zu erhalten. Es existieren deshalb verschiedene Tabellen. Rowland[5]) führt in seiner Tabelle über das Sonnenspektrum sehr viele Eisenlinien an. Auf Grund der Messungen von Ångström, Fivez und Thalen[6]) gibt dieser eine Tabelle der Eisenlinien heraus, die allerdings bei den heutigen Ansprüchen fast wertlos ist. Sehr viel besser ist die Tabelle von Kayser

---

1) H. Lehmann, Ann. d. Phys. **9.** p. 1330—33. 1902.
2) E. A. Kochen, Zeitschr. f. wiss. Phot. **5.** p. 285—298. 1907.
3) L. Geiger, Ann. d. Phys. 1912. p. 752—788.
4) W. W. Coblentz, Phys. Rev. **22.** p. 1—30. 1906.
5) H. A. Rowland, A preliminary table of the Solar spectrum wave-lengths, Chicago 1896.
6) R. Thalen, Sur le spectre du fer. Upsal 1885.

u. Runge.[1]) Hartmann[2]) bringt am Rowlandschen System verschiedene Korrektionen an und veröffentlicht eine Tabelle der Eisenlinien „R"-System, auf das in letzter Zeit größtenteils die anderen Spektren bezogen worden sind.

Diese Systeme sind bereits durch das neue Internationale System verdrängt worden. Nach der endgültigen Festlegung des wahren Wertes der roten Cadmiumlinie unterzogen sich Fabry u. Buisson[3]), Eversheim[4]) und Pfund[5]) der Arbeit, das Eisenspektrum interferometrisch zu durchmessen. Ihre Resultate wurden dem IV. Internationalen Kongreß für Sonnenforschung zu Pasadena i. J. 1910 vorgelegt und auf Vorschlag des Wellenlängenkomitees (Prof. Ames, Fabry u. Kayser) wurde beschlossen, die arithmetischen Mittel aus den vorher angeführten Messungen, die miteinander ziemlich gute Übereinstimmung zeigen, zu bilden und die dann erhaltenen Werte als wahre Werte der Normalen II. Ordnung anzunehmen. Die Resultate wurden im Astrophys. Journ. **32**, p. 215, 1910 mit einer Ergänzung in derselben Zeitschrift **33**, p. 85, 1911 veröffentlicht und finden sich auch in Kaysers Handbuch der Spektroskopie, Band VI. Als Normalen III. Ordnung wurden vorerst die von Kayser vorgelegten Werte angenommen, veröffentlicht im Astrophys. Journ. **32**, p. 217—26, 1910. Sie werden vielleicht einer kleinen Korrektur unterzogen werden müssen bei Berücksichtigung der Ergebnisse von Papenfus[6]) Glaser[7]), Johns u. Ware[8]) und besonders Goos[9]), der das ganze Spektrum sorgfältig durchgemessen hat.

B. Messungen im Bariumspektrum.

Für ein Normalensystem oberhalb 6500 Å.-E. ist das Eisenspektrum nicht mehr so geeignet. Die Linien werden

1) H. Kayser u. C. Runge, Über die Spektren der Elemente **1.** 1888, Berlin.

2) J. Hartmann, Phys. Zeitschr. 1909. p. 121—124.

3) Ch. Fabry u. H. Buisson, Astrophys. Jour. **28.** p. 169—196. 1908.

4) P. Eversheim, Ann. d. Phys. **30.** p. 815—839. 1909; **36.** p. 1071—76. 1911.

5) H. A. Pfund, Astrophys. Journ. **28.** p. 197—211. 1908.

6) F. Papenfus, Zeitschr. f. wiss. Phot. **9.** p. 332—60. 1911.

7) L. Glaser, Zeitschr. f. wiss. Phot. **11.** p. 375. 1912.

8) St. Johns u. Ware, Astrophys. Journ. 1912. p. 14—53.

9) F. Goos, Zeitschr. f. wiss. Phot. 1912. p. 1—12 u. 305—316.

weniger zahlreich, bedeutend schwächer und nebenzu etwas unscharf. Eversheim[1]) hat zwar noch einige Eisenlinien gemessen bis 6900 Å.-E., die Genauigkeit wird aber zweifellos geringer sein als er sie angibt. Ich wählte deshalb ein anderes Element und fand das Spektrum des Bariums für geeignet. Es ist dieses ja schon von der Internationalen Union für Sonnenforschung als Ersatzspektrum für das Gebiet von 5800—6000 vorgeschlagen worden. — Von den früheren Messungen über Barium sind zu bemerken Lehmann[2]), Hermann[3]), dessen Messungen bedeutend genauer sind, Höller[4]), Eder und Valenta[5]) u. Schmitz[6]), der seine Resultate schon im Internationalen System veröffentlicht hat. In Kaysers Handbuch der Spektroskopie, Bd. VI sind auch Ergebnisse von Burns im selben System in der Tabelle der Linienspektren angegeben. Humphrys[7]) hat auch Bariumlinien auf Druckverschiebung untersucht und dieselbe zu + 0,0043 Å.-E. pro Atmosphäre festgestellt. Nutting[8]) untersuchte die Linien auf ihre Struktur; er fand etwa die Hälfte aller Linien als einfache. Die übrigen kehren sich leicht um oder verdoppeln sich. Die fünf Hauptlinien 6496, 6141, . . . haben mehrere Komponenten; immer einfach fand er die Linien 6695, 6675, 6019, 5997, 5971 . . . Vgl. meine Resultate in § 8.

§ 3.

A. Herstellung der photographischen Platten und Aufnahmen.

Um den roten Teil des Spektrums bis 8000 Å.-E. photographieren zu können, mußten erst Platten hergestellt werden, die für dieses Gebiet eine sehr große Empfindlichkeit besitzen. Die von der Firma Wratten & Wainright in den Handel gebrachten Pinacyanolplatten sind bei meiner Anordnung nur

1) P. Eversheim, Ann. d. Phys. **30.** p. 815—839. 1909; **36.**p. 1071 bis 76. 1911.

2) H. Lehmann, Ann. d. Phys. **5.** p. 633—658. 1901.

3) H. Hermann, Ann. d. Phys. **16.** p. 684—707. 1905.

4) V. Höller, Zeitschr. f. wiss. Phot. **6.** p. 217—234. 1908.

5) J. M. Eder u. E. Valenta, Wiener Sitzungsber. **119.** IIa. 1910.

6) K. Schmitz, Zeitschr. f. wiss. Phot. **11.** p. 209—235. 1912.

7) W. J. Humphrys, Astrophys. J. **6.** p. 169—232. 1897.

8) P. G. Nutting, Line structure, Astrophys. Journ. **23.** p. 71. 1906.

empfindlich bis 7000 Å.-E. Nach anfänglichen Versuchen mit Cyanin, mit dem ich eine Empfindlichkeit bis 7300 erhalten konnte, wendete ich Dicyanin von den Höchster Farbwerken an. Durch längeres Experimentieren habe ich das folgende Sensibilisierungsverfahren als geeignetstes für meine Zwecke gefunden: In einem Bad von 200 ccm H_2O + 4 Tropfen $AgNO_3$ (1 : 40) + 6 ccm Dicyaninlösung [0,1 g Dicyaninfarbstoff in 100 ccm Alkohol abs. gelöst] wurden 4 Plättchen ($4^1/_2 \times 6$) 3 Minuten lang geschaukelt, alsdann 2 Minuten lang in Wasser gewaschen, herausgenommen, etwas abgeschleudert und in einen Exsikator gestellt, in dem sich konzentrierte Schwefelsäure als Trockenmittel befand. Nach ganz allmählichem Auspumpen desselben innerhalb einer Viertelstunde wurden die Platten im Vakuum noch eine halbe Stunde getrocknet. Nach langsamem Einströmen der Luft, um ein Rauhwerden der Gelatineschicht zu verhindern, waren die Platten noch ein wenig feucht. In diesem Zustand zeigten sie eine größere Empfindlichkeit als in trockenem, sie wurden deshalb sofort in die Kamera gesetzt zur Aufnahme, die 1—$1^1/_2$ Stunden dauerte. — An Platten benutzte ich Schleussner-Moment, die sich durch die Gleichmäßigkeit der Gelatineschicht auszeichnen. Zu Justierungsaufnahmen wurden Eisenberger Reformplatten verwendet. Desgleichen wurde dieser Sensibilisator an Schleussner-Moment-Films ausprobiert, und zwar mit demselben Erfolg wie bei den Platten. Die Empfindlichkeit wurde noch etwas gesteigert, wenn die Platten mit weißem oder rotem Licht kurz vorbelichtet wurden. Mit solchen vorbelichteten Platten reichte das Spektrum des Bariumbogens bei halbstündiger Belichtung auf einer Gitteraufnahme bis 8900 Å.-E. — Die Entwickelung der Aufnahmen geschah mit Glycin von der Zusammensetzung: 1 Teil konzentriertes Glycin auf 10 Teile H_2O, dazu 8 Tropfen KBr (1 : 10) auf 100 ccm Mischung. Die Zeit der Entwickelung betrug 50 Minuten. Die Wrattenplatten wurden mit Adurol 1 : 8 dazu 3 Tropfen KBr auf 100 ccm Mischung entwickelt innerhalb 30 Minuten.

B. Lichtquellen.

Der Eisenbogen wurde mit einer Bogenlampe, deren beide Elektroden ca. 8 mm dicke Eisenstäbe waren, erzeugt durch

einen Strom von 220 Volt und 5 Amp. Merkwürdig ist der Eisenbogen, über den Fabry u. Buisson[1]) interessante Angaben machen. Von beiden Polen gehen Flammen aus, die sich in der Mitte vereinigen. Die Flammen setzen sich an kleinen leuchtenden Kügelchen geschmolzenen Eisens an und zeigen in der Nähe dieser Punkte Linien, die im übrigen Teil des Bogens fehlen. Die Flammen sind verschieden; vom bedeutend intensiveren negativen Pol gehen die längeren Wellen aus, während der positive die kürzeren Wellen aussendet. Wenn die Lampe erlischt, so ist es gut, die Kügelchen nicht zu entfernen. Bei gegenseitiger Berührung der beiden Elektroden beginnt der Bogen mit derselben Intensität und Gleichmäßigkeit wieder weiter zu brennen, während nach Entfernung der Kügelchen der Bogen geraume Zeit hin- und herwandert. Ein Versuch, Eisen im Vakuum zu brennen, ergab das Resultat, daß bei abnehmendem Druck die roten Linien allmählich schwächer werden und sogar ganz verschwinden; beim Einströmen der Luft dreht sich die Erscheinung wieder um. — Zur Erzeugung des Bariumbogens wurde eine von Hrn. Dr. E. Lorinser konstruierte Vakuumlampe benutzt. Barium brennt im Vakuum sehr ruhig, die Linien sind bedeutend schärfer. Die Lampe wurde ebenfalls mit 220 Volt und 5 Amp. betrieben; der Druck in der Lampe wurde mit Hilfe einer rotierenden Kapselpumpe von Gaede durch beinahe fortwährendes Pumpen auf etwa 3 mm reduziert. Die untere (positive) Kohle wurde ausgebohrt und mit $BaCl_2$ ausgefüllt, welches während einer einstündigen Aufnahme 3—4mal erneuert werden mußte.

§ 4.

Anordnung und Theorie.

Eine ausführliche Theorie geben Fabry u. Perot[2]) und Lord Rayleigh.[3]) Es wird aber gut sein, hier die Beschreibung der Anordnung mit einer kurzen theoretischen Begründung zu verbinden. — Durch die planparallele Luftschicht von der

1) Ch. Fabry u. H. Buisson, C. R. **146.** 1908.
2) Ch. Fabry et A. Perot, Ann. de Chimie **25.** p. 110. 1902.
3) Lord Rayleigh, Phil. Mag. **11.** 6. Ser. p. 685—703. 1906.

Dicke e, hergestellt durch zwei halbdurchsichtig versilberte Glasplatten des Hilgerschen Etalons E, wird schwach konvergentes Licht geleitet. Es entstehen dann Kurven gleicher Neigung, die sich als konzentrische Ringe um den Fußpunkt der Einfallsnormalen sich anordnen (Haidingersche Ringe). Die Ringdurchmesser hängen von der Wellenlänge ab; der größeren Wellenlänge entspricht bei gleicher Lage der Ringe der größere Durchmesser. Jeder Ring ist gekennzeichnet durch eine Ordnungszahl, das ist die Zahl, welche die doppelte Dicke der Luftschicht in Wellenlängen der betreffenden Linie ausdrückt.

Ist δ der Gangunterschied eines gerade hindurchgehenden Strahles mit einem zusammentreffenden reflektierten, so setzen sich die beiden zusammen und verstärken die Intensität, wenn δ/λ eine ganze Zahl ist. Die geringste Abweichung für δ/λ von einer ganzen Zahl wird bewirken, daß nach genügend oftmaliger Reflexion dieser Strahl mit einem einfallenden zusammentrifft, gegen den er einen Gangunterschied von $\lambda/2$ aufweist. Für diesen Fall wird Auslöschung stattfinden. Daraus ist zu entnehmen: Je öfters Reflexion stattfindet, desto öfters tritt der vorige Fall ein. In der Interferenzerscheinung gibt sich dies daran kund, daß die hellen Ringe im durchgehenden Licht schmäler sind als die dunkeln; die Schärfe der hellen Ringe ist proportional der Stärke der Versilberung. Eine stärkere Versilberung hat eine Abnahme des durchgelassenen Lichtes und damit eine Schwächung der ganzen Interferenzerscheinung zur Folge, was auch nicht wünschenswert ist. Man muß somit eine solche Versilberung wählen, welche die beiden Vorteile in weitestem Maße in sich vereinigt.

Ist n die Ordnungszahl eines hellen Ringes von der Wellenlänge λ, so gilt für senkrecht auffallendes Licht (für die Mitte)

$$2e = n \cdot \lambda \text{ oder } n = \frac{2e}{\lambda}$$

(wo e die Dicke der Luftschicht ist). Für Licht, das unter dem $< \varphi$ einfällt, das ist für einen bestimmten Ring

$$n = \frac{2e}{\lambda} \cdot \cos \varphi = \frac{2e}{\lambda} \cdot \left(1 - \frac{\varphi^2}{2}\right)$$

wenn φ klein vorausgesetzt bei schwach konvergierendem Licht) oder im doppelten $< x = 2\,\varphi$ ausgedrückt:

$$(1) \qquad n = \frac{2\,e}{\lambda} \cdot \left(1 - \frac{x^2}{8}\right).$$

Anstatt den $< x$, unter dem ein Ring erscheint, mit einem auf Unendlich eingestellten Fernrohr zu messen, wurde das ganze Ringsystem mit Hilfe des Planspiegels P und Hohlspiegels H auf den Spalt eines Spektrographen abgebildet, wobei der Spalt S im Brennpunkt des Hohlspiegels H sich befindet. Ist R die Brennweite von H und D der Durch-

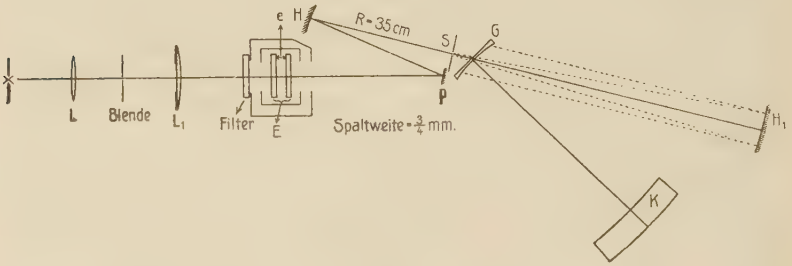

Fig. 1.

messer des Ringes von der Wellenlänge λ auf dem Spalt, so gilt:

$$\text{tg } x = \frac{D}{R} \quad \text{oder} \quad x = \frac{D}{R},$$

womit die Gleichung (1) übergeht in

$$n = \frac{2\,e}{\lambda}\left(1 - \frac{D^2}{8\,R^2}\right).$$

Für einen Ring der Wellenlänge λ' analog

$$n' = \frac{2\,e}{R'}\left(1 - \frac{D'^2}{8\,R^2}\right).$$

Durch Division:

$$(2) \qquad n' = \frac{n \cdot \lambda}{\lambda'}\left[1 + \frac{D^2}{8\,R^2} - \frac{D'^2}{8\,R^2}\right].$$

Dieser Gleichung müssen die Wellenlängen λ und λ' mit ihren entsprechenden Ringdurchmessern D und D' und Ordnungszahlen n und n' genügen.

Der Spektrograph hat nun den Zweck, das Licht der zu untersuchenden Lichtquelle, das durch das Interferometer ge-

führt wurde, in ein Spektrum zu zerlegen. Jede Linie dieses Spektrums zeigt dann das zu ihr gehörige Ringsystem, wie wenn das Etalon nur von dieser einzigen Lichtart beleuchtet wäre.

Diese Anordnung hat gegenüber derjenigen von Fabry-Buisson und Eversheim einige Vorteile. Durch Anwendung des Planspiegels P und Hohlspiegels H mit beinahe normaler Inzidenz des Lichtes auf H werden die Farbenfehler der Linsen vermieden. Bei dem benutzten Spektrographen[1]) besteht das Spektrum in der Kamera K aus monochromatischen nicht astigmatischen Spaltbildern. Es kann auf einer Aufnahme ein Gebiet von 10 cm links und rechts von der Normalen photographiert werden mit genügender Schärfe und ohne die geringste Verzerrung.

Korrektionen.

a) Da Hohlspiegel H_1 und Gitter G nicht dieselben Brennweiten haben, so sind die Linien auf der Platte keine identischen Bilder des Spaltes. Die ganze Spektralanordnung hat eine Verkleinerung oder Vergrößerung der Ringdurchmesser verursacht. Diesen Vergrößerungsfaktor kann man leicht experimentell bestimmen. Man spannt auf den Spalt Drähte von bestimmter gegenseitiger Entfernung und photographiert sie mit. Sie erscheinen als helle Linien auf der Platte, wenn bei der Aufnahme die glühenden Kohlen ein wenig mit abgebildet werden. Aus dem wahren Abstand der Drähte auf dem Spalt und ihrem Abstand auf der Platte kann der Vergrößerungsfaktor berechnet werden. Bei Feststellung desselben ergab sich mit ziemlicher Genauigkeit derselbe Wert für alle Linien;

1) Die Spektralanordnung befindet sich in einem Raum, der nur durch den in der Wand fest angebrachten Spalt mit dem Arbeitsraum, in dem Lichtquelle und Etalon sind, in Verbindung steht. Sie wurde von Hrn. Dr. E. Lorinser aufgebaut und justiert. Derselbe hat auch eine Tabelle berechnet zur Einstellung der Kamera auf jede beliebige Wellenlänge. (Näheres vgl. E. Lorinser, Tübinger Dissertation.)

Mit der Zeit hat sich aber eine beträchtliche Abweichung wahrscheinlich wegen Erschütterungen ergeben. Ich war deshalb genötigt, eine Nachjustierung vorzunehmen, so daß die Tabelle wieder ihre volle Gültigkeit besitzt.

er kann deshalb als konstanter Faktor für eine Aufnahme eingeführt werden; die Gleichung (2) geht über in

$$\lambda' = \frac{n \cdot \lambda}{n'} \left[1 + \frac{v^2}{8 R^2} (D^2 - D'^2\right], \tag{3}$$

worin D und D' die Durchmesser der Ringe auf der Platte sind und $v = \frac{\text{Distanz der Drähte auf dem Spalt}}{\text{Distanz der Drähte auf der Platte}}$ bedeutet.

b) Einfluß der Temperaturänderung während einer Aufnahme.

Der Ringdurchmesser ändert sich mit einer Änderung der Dicke der Luftschicht, die durch die Temperatur verursacht werden kann. Um diese Fehlerquelle möglichst klein zu machen, wurde zur Herstellung der Luftschicht ein Ring aus geschmolzenem Quarz, dessen Ausdehnungskoeffizient äußerst gering ist (0,0000005) verwendet. Eine Temperaturänderung im Etalon um 1° C. würde bei diesem Ausdehnungskoeffizienten eine Änderung des Ringdurchmessers hervorrufen, die mit dem Komparator nicht zu messen wäre. Die experimentelle Untersuchung hat dieses Resultat bestätigt. — Eine Temperaturänderung im Gitterraum und damit eine Änderung der Gitterkonstanten ist ebenfalls nicht zu berücksichtigen, weil der Ringdurchmesser von der Auflösungskraft des Spektralapparats unabhängig ist.

Eine dritte Korrektion wegen der Phasenänderung bei Reflexion an metallischen Oberflächen findet ihre Behandlung an gegebener Stelle in § 5 und § 7.

§ 5.

Bestimmung der Ordnungszahlen und der Kurve für die Phasenänderung von 5000—6500 Å.-E. mit Hilfe verschiedener Eisenlinien.

Die wichtigste Aufgabe ist die Bestimmung der Ordnungszahlen n und n' für die Vergleichslinie λ und die zu messenden Linien λ'. Die Methode gibt Lord Rayleigh an. Die Ordnungszahlen müssen ganze Zahlen sein. Einen Näherungswert bekommt man aus der Gleichung $n = 2e/\lambda$, wo e die Dicke des Quarzrings ist und mit dem Komparator auf einige Tausendstel Millimeter genau gemessen werden kann. Setzt man den aus

der vorigen Gleichung gefundenen Wert für n in die Gleichung (3) ein, so muß für n' sich eine ganze Zahl ergeben. Dies wird aber ziemlich sicher nicht der Fall sein, weil die Dicke e zu ungenau bekannt ist. Man setzt nun für n die nächstgrößere bzw. nächstkleinere Zahl ein, berechnet wieder n' und macht solange weiter bis für n' eine ganze Zahl herauskommt. Dieselbe Rechnung führt man für eine zweite Wellenlänge λ', ebenso für eine dritte, vierte usw. Man stellt die erhaltenen Zahlen in einer Tabelle zusammen und kommt zu einer Zahlenreihe für die n', die alle ganze Zahlen sind, wenn für n immer dieselbe Zahl gesetzt wird. Vorausgesetzt ist dabei aber, daß die Wellenlängen λ' genau bekannt sind.

Ist auf diese Weise die Ordnungszahl der Vergleichslinie festgestellt, so kann man mit derselben Gleichung (3) die Ordnungszahl jeder Linie, deren Wellenlänge auf einige Hundertstel Å.-E. bekannt ist, berechnet werden; sie ist die nächstgelegene ganze Zahl, die die Rechnung ergibt. Ich will hier die Berechnung für eine Aufnahme folgen lassen.

Etalon I ($e = 9{,}8$ mm). Aufnahme: D; Fe u. Ba; $R = 350$ mm.

Belichtung: 10 Min. Fe, dann 15 Min. Ba, hierauf wieder 6 Min. Fe.

Näherungswert für $n = \frac{2e}{\lambda} = \frac{19{,}6}{0{,}0006495} = 30185.$

Entfernung der Drähte auf dem Spalt 6,003 mm
„ „ „ „ der Platte 2,831 „

Vergrößerungsfaktor $v = \frac{6{,}003}{2{,}831} = 2{,}121.$

Der Wert der Konstanten C somit $C = \frac{2{,}121^2}{8{,}350^2} = 0{,}000004589.$

Formel $n' = \frac{n \cdot \lambda}{\lambda'}[1 + C(D - D')(D + D')].$

Fe λ = 6494,993	6393,612	6191,568	6065,492	5586,772	5497,522	5049,827
Ringdurchmesser	2,457	2,642	2,175	3,248	2,748	3,069	2,990

$\lambda = 6494{,}993 \quad D = 2{,}457 \qquad D + D' = 5{,}099$
$\lambda' = 6393{,}612 \quad D' = 2{,}642 \qquad D - D' = -0{,}185$

$$\log C = 4{,}66171$$
$$\log 5{,}099 = 0{,}70749$$
$$\log 0{,}185 = 9{,}26717$$
$$4{,}63637 \,\|\, 0{,}00000433$$
$$\log \frac{\lambda}{\lambda'} = 0{,}00683242$$
$$\log [\,] = 9{,}99999812$$
$$0{,}00683054$$
$$\log n = 4{,}48025134 \quad (n = 30217)$$
$$\log n' = 4{,}48708188 \,\|\, n' = 30696{,}006$$

Ebenso $\lambda = 6493{,}993$ $\qquad D = 2{,}457$

$\lambda' = 6191{,}568$ $\qquad D' = 2{,}175$

$$\frac{\lambda}{\lambda'} = 0{,}0207 \ldots$$

Tabelle.

$\lambda = 6494$	6393	6191	6065	5586	5497	5049
$n = 30217$	$n' = 30696{,}006$	31698,008	32356,011	35129,022	35699,020	38864,021

Wie die vorstehende Tabelle zeigt, weichen die Zahlen von ganzen Zahlen um einen kleinen Betrag ab, und zwar sind sie alle größer. Diese Abweichung schreibt man der Phasenverschiebung bei Reflexion von Lichtstrahlen an Metalloberflächen zu. Man kann dies so auffassen, als ob nicht die Metalloberfläche die reflektierende Schicht bilde, sondern eine etwas tiefer liegende. Die Dicke der Luftschicht ist nicht gegeben durch die geometrische Begrenzungsfläche der Metalloberfläche. Dieser Umstand wäre an und für sich belanglos, wenn alle Strahlen gleich tief eindringen würden. Genauere Untersuchungen von Fabry und Buisson[1]), Eversheim[2]), Pfund[3]) und Lord Rayleigh[4]) haben ergeben, daß die Verschiebung variabel durch das ganze Spektrum ist und sowohl von der Stärke der Versilberung wie von der Art derselben abhängt.

1) Ch. Fabry u. H. Buisson, Astrophys. Journ. **28.** p. 169–196. 1908.

2) P. Eversheim, Ann. d. Phys. **30.** p. 815—839. 1909; **36.** p. 1071—76. 1911.

3) H. A. Pfund, Astrophys. Journ. **28.** p. 197—211. 1908.

4) Lord Rayleigh, Phil. Mag. **11.** 6. Ser. p. 685—703. 1906.

Die Korrektion, die wegen der Phasenverschiebung an der Ordnungszahl angebracht werden muß, kann mit einem einzigen Etalon bestimmt werden für einen Teil des Spektrums, in dem verschiedene genaue Wellenlängen vorhanden sind. Ich machte dies für die Linien von 5000—6500 Å.-E. mit den Eisenlinien. Die erhaltenen Werte sind in nachstehender Kurve eingetragen und ergeben eine graphische Darstellung der Abhängigkeit der Phasenänderung von der Wellenlänge. Dabei ist für die Vergleichslinie 6494,993, auf welche meine ganzen Messungen bezogen sind, der Betrag des Phasensprungs $\varepsilon = 0$ gesetzt.

Bei der Aufstellung der Kurve wurden verschiedene Wellenlängen benutzt, die aber ziemlich von der Kurve ab-

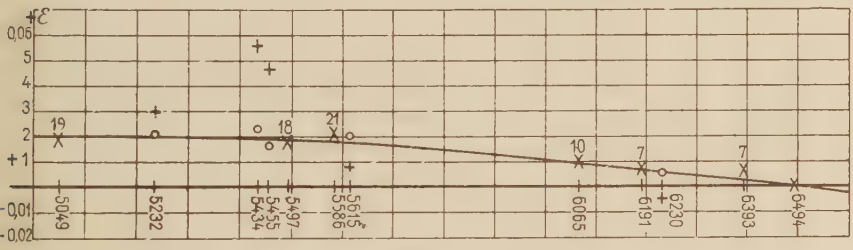

Fig. 2.
Die durch ○ dargestellten Werte werden erhalten, wenn die Eversheimschen Messungen nicht berücksichtigt werden.

weichende Werte lieferten. Es sind dies die in der Figur mit + bezeichneten. Beim Vergleichen der einzelnen Resultate von Fabry-Buisson, Eversheim und Pfund zeigten sich bei diesen Linien größere Differenzen bei den verschiedenen Messungen. Ich berücksichtigte sie deshalb nicht, sondern bestimmte mit Hilfe der aus den anderen Eisenlinien gegebenen Kurve ihre Wellenlänge. Die erhaltenen Werte, welche später in einer Tabelle angeführt sind, schließen sich gut an die Werte von Fabry-Buisson und Pfund an. Die Resultate von Eversheim hätten meiner Ansicht nach bei der Festlegung der endgültigen Werte für die Normalen II. Ordnung nicht so stark berücksichtigt werden sollen, wenigstens für diese Linien. Vollständig zwecklos scheint mir auch seine Angabe des wahrscheinlichen Fehlers zu sein, in Wirklichkeit ist er ja doch bedeutend größer. Selbst bei Ringen, deren

Genauigkeit des Durchmessers auf $\pm$ 3/1000 mm garantiert ist, haben in ihrer Wellenlänge größere Abweichungen ergeben als sie theoretisch betragen sollten aus den verschiedenen Aufnahmen. Eversheims wahrscheinlicher Fehler gibt nur die relative Genauigkeit seiner verschiedenen Messungen an und nicht die Genauigkeit der Methode und damit des wirklichen Fehlers. Eine diesbezügliche Bemerkung findet sich auch bei Priest.[1])

Für Wellenlängen oberhalb 6494 versagt diese Methode zur Bestimmung des Phasensprungs; man ist hier gezwungen mit zwei Etalons zu arbeiten. Die Phasenverschiebung hängt einzig und allein von der Versilberung nicht aber von der Dicke der Luftschicht ab. Es sei z. B. zwischen λ und λ' eine Verschiebung vorhanden so, daß λ' weniger tief eindringt. Einer kleineren Luftschicht entspricht ein kleinerer Ringdurchmesser und diesem eine kleinere Ordnungszahl, also ist in diesem Fall von der Ordnungszahl n' ein kleinerer Betrag ε abzuziehen, damit jede Linie auf die zu ihr gehörige Luftschichtdicke reduziert ist. Es gilt sodann die Gleichung:

$$\left.\begin{array}{ll} \text{(a)} & n_{\mathrm{I}}' \pm \varepsilon = n_{\mathrm{I}} \frac{\lambda}{\lambda'}[1 + C(D_{\mathrm{I}}^2 - D_{\mathrm{I}}'^2)] \\ \text{(4)} & \text{und für ein zweites Etalon für dieselben Linien} \\ \text{(b)} & n_{\mathrm{II}}' \pm \varepsilon = n_{\mathrm{II}} \frac{\lambda}{\lambda'}[1 + C(D_{\mathrm{II}}^2 - D_{\mathrm{II}}'^2)], \end{array}\right\}$$

woraus sich ε eliminiert und λ' bestimmt zu:

$$\text{(5)} \qquad \lambda' = \lambda \frac{n_{\mathrm{I}}[1 + C(D_{\mathrm{I}}^2 - D_{\mathrm{I}}'^2)] - n_{\mathrm{II}}[1 + C(D_{\mathrm{II}}^2 - D_{\mathrm{II}}'^2)]}{n_{\mathrm{I}}' - n_{\mathrm{II}}'}.$$

Nach dieser Gleichung wurden eine größere Anzahl Linien berechnet, alsdann mit den gefundenen Werten ebenfalls eine Kurve für die Phasenänderung wie beim Eisenspektrum berechnet und konstruiert mit Hilfe einer der Gleichungen (4). Der Verlauf der Phasensprungkurve ist aus Fig. 3 zu ersehen. Hierin ist aber zu beachten, daß für die Bariumlinie 6341 (Vergleichslinie) $\varepsilon = 0$ gesetzt wurde.

1) J. G. Priest, Bulletin of the Bureau of Standards, Vol. VI. p. 573. 1910.

§ 6.

Berechnung der Bariumlinien von 5971—6693.

Für die Bariummessungen war es notwendig, eine geeignete Normale zu besitzen. Ich hielt es für gut, diese Normale dem Bariumspektrum selbst zu entnehmen, um die späteren Messungen unabhängiger zu machen. Diese Aufgabe macht, nachdem die Abhängigkeit zwischen Wellenlänge und Phasenverschiebung genau festgestellt ist, keine besonderen Schwierigkeiten. Das Naheliegendste ist eine von Eversheim schon gemessene Linie als Normale anzunehmen. Ich mußte davon ablassen, weil die Linien 5826, 5971, 5997 zu weit von der Gitternormalen entfernt waren, so daß bei denselben eine mögliche Verzeichnung der Ringe vorhanden sein könnte, was einer Ungenauigkeit des Ringdurchmessers gleichkäme. Andererseits weichen auch meine erhaltenen Werte für diese Linien von den Eversheimschen ab. Die Annahme einer gänzlich neuen Linie als Normale, die für meine Zwecke eine geeignete Lage hat und deren Ringe sehr scharf sind, ist deshalb vorzuziehen. Meine ganzen Messungen und somit auch der noch zu bestimmenden Bariumnormale liegt die Eisenlinie 6494,993 I.A. zugrunde.

Zur Rechnung wurde der zweite Ring insofern beigezogen, als aus ihm der Durchmesser des inneren berechnet wurde nach der Beziehung:

$$D_i^2 = D_a^2 - \frac{1}{C \cdot n_a} \quad \text{wo} \quad C = \frac{v^2}{8 R^2}$$

dieselbe Konstante wie in Gleichung (3), D_i der Durchmesser des inneren, D_a der Durchmesser des nächsten Ringes ist. Der zweite Ring ist schärfer und deshalb genauer meßbar, aber er trägt zu einer größeren Genauigkeit für den Wert der Wellenlänge nicht bei, weil für größere Durchmesser die Theorie nicht mehr streng gilt. Je nach dem Aussehen des innersten Ringes wurde der berechnete mit einem Gewicht berücksichtigt. In den meisten Fällen wurde der gemessene Durchmesser mit Gewicht „2“ und der berechnete mit Gewicht „1“ belegt und als endgültiger Durchmesser das arithmetische Mittel aus diesen drei Werten genommen.

Das Ausmessen der Platten geschah mit einem Zeißschen Komparator. Jeder Ring wurde mit drei verschiedenen Vergrößerungen, zu verschiedenen Tageszeiten und bei verschiedenen Beleuchtungen mehrmals gemessen und aus allen Messungen das Mittel genommen. Durch ein derartiges Ausmessen der Platten sollte der Fehler auf ein Minimum heruntergedrückt sein; er wird in wenigen Fällen 0,005 mm überschreiten. Diesem Fehler entspricht eine Änderung der Wellenlänge um rund $^1/_{1000}$ Å.-E.

Ich lasse ein Beispiel folgen:

Aufnahme E_1 (2. Justierung) D; Fe u. Ba; $C = 4{,}66171 - 10$

Normale $\lambda = 6494{,}993$
$n = 30217$
$D = 2{,}457$

Linie $\lambda' = 6341{,}70$ (nach Kayser)
n' noch zu bestimmen
$D' = 3{,}020$ (gemessen)
$D' = 3{,}027$ (berechnet)
3,023

Formel für n'.

$$n' = n \frac{\lambda}{\lambda'} [1 + C (D^2 - D'^2)]$$

$n = 4{,}48025134$
$\lambda = 3{,}81257869$
$[\,] = 9{,}99999381$
Zähler $= 8{,}29282384$

$\lambda' = 3{,}80220569$
$n' = 4{,}49061815 \,\|\, 30946{,}98$

Formel für λ'.

$$\lambda' = n \frac{\lambda}{n' + \varepsilon} [1 + C (D^2 - D'^2)]$$

Zähler $= 8{,}29282384$
$n' + \varepsilon = 30947{,}004 = 4{,}49061861$
$\lambda' = 3{,}80220523$

$\boxed{\lambda' = 6341{,}693_4}$

Die folgende Zusammenstellung gibt die Werte von vier Aufnahmen (Linien 6675 und 6693 waren nur auf zwei), und man kann sich gleich von der erlangten Genauigkeit überzeugen. Zum Vergleich habe ich auch die Messungsergebnisse von Eversheim und Schmitz angeführt, soweit solche vorhanden sind.

Bei den Linien 6675 und 6693 wurde ε durch Verlängern der Phasensprungkurve über 6494 hinaus erhalten, was sehr naheliegend aber nicht sicher ist.

Kayser	Eversheim bzw. Schmitz	Werner	
5971,72 I.-A.	5971,715 Ev.	5971,709 710 709 708	5971,709 I.-A.
5997,10 I.-A.	5997,102 Ev.	5997,097 096 097 098	5997,098 I.-A.
6019,49 I.-A.	6019,505 Sch.	6019,481 478 480 480	6019,480 I.-A.
6063,13 I.-A.	6063,149 Sch.	6063,126 123 126 125	6063,125 I.-A.
6110,80 I.-A.	6110,808 Sch.	6110,796 794 794 793	6110,794 I.-A.
6141,74 I.-A.	Ist auf allen Aufnahmen überlichtet!		
6341,70 I.-A.	6341,697 Sch.	6341,694 692 693 694	6341,693 I.-A.
6450,85 I.-A.	6450,842 Sch.	6450,861 860 863 864	6450,862 I.-A.
6675,29 I.-A.	6675,280 Sch.	6675,285 285	6675,285 I.-A.
6693,86 I.-A.	6693,875 Sch.	6693,857 855	6693,856 I.-A.

§ 7.

Bestimmung der Kurve für die Phasenänderung von 6494—7900 Å.-E.

Für das Gebiet oberhalb war ich gezwungen die Phasenänderung nach der in § 5 angegebenen Methode mit zwei

Etalons zu eliminieren. Eversheim[1]) wollte diese Methode auch anwenden, er war aber nicht damit befriedigt. In der Praxis sieht der Fall auch wirklich schwieriger aus als in der Theorie. Meiner Erfahrung nach liefert die Methode genügend genaue Resultate für solche Ringe, die äußerst scharf sind; der Fehler im Ringdurchmesser darf 0,005 mm nicht überschreiten. Es schien mir der beste Weg zu sein, einige scharfe Linien nach Gleichung (5) zu messen und mit diesen gewonnenen Linien nach Gleichung (4) eine Kurve für die Phasenänderung zu berechnen. Als Normale wurde von jetzt ab immer Ba 6341,693 (Log.: 3,80220521) benutzt. Es sei hier wieder ein Beispiel angeführt:

Aufnahmen: E_{I} (1. Just.) F u. E_{II}, B; C (für beide Aufnahmen dieselbe) = 4,65065 — 10.

$$\text{Formel: } \lambda' = \lambda \cdot \frac{n_{\mathrm{I}}\left[1 + C(D_{\mathrm{I}}^2 - D_{\mathrm{I}}'^2)\right] - n_{\mathrm{II}}\left[1 + C(D_{\mathrm{II}}^2 - D_{\mathrm{II}}'^2)\right]}{n_{\mathrm{I}}' - n_{\mathrm{II}}'}$$

wo der Index I für Etalon I und Index II für Etalon II gilt.

Normale	$\lambda = 6341{,}693$	$\lambda' = 6527{,}32$	(nach Kayser)
	$n_{\mathrm{I}} = 30943$	$n_{\mathrm{I}}' = 30063$	
	$n_{\mathrm{II}} = 25271$	$n_{\mathrm{II}}' = 24552$	
	$D_{\mathrm{I}} = 3{,}150$	$D_{\mathrm{I}}' = 3{,}160$	
	$D_{\mathrm{II}} = 2{,}564$	$D_{\mathrm{II}}' = 3{,}076$	

Es ergibt sich $\lambda' = 6527{,}325_5$ Å.-E. [aus Gl. (5)], und für $\varepsilon_{\mathrm{I}} = -0{,}006$ [aus Gl. (4a)], $\varepsilon_{\mathrm{II}} = -0{,}007$ [aus Gl. (4b)].

Auf dieselbe Weise wurden die in folgender Tabelle zusammengestellten Werte ausgerechnet.

Alle nach dieser Methode berechneten Linien ergeben einen Wert für ε, der mit dem negativen Vorzeichen versehen ist. Eine Ausnahme bildet die Linie 7392. Diese Abweichung hängt zweifellos von einer zusammengesetzten Struktur der Linie her (vgl. § 8). Die erhaltene Kurve für die Phasenänderung ist Fig. 3. Die Genauigkeit ist allerdings nicht mehr so groß wie bei Fig. 2, der Fehler wird aber den Betrag 0,005 für ε nicht überschreiten.

1) P. Eversheim, Ann. d. Phys. **30.** p. 815—839. 1909; **36.** p. 1071—76. 1911.

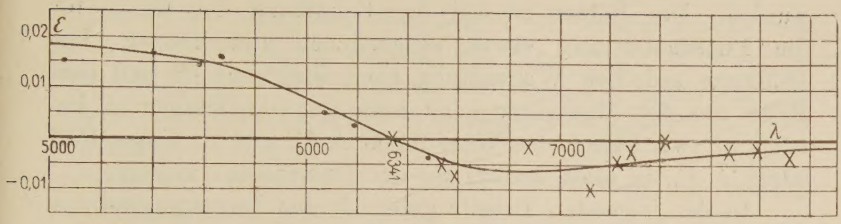

Fig. 3. × bedeutet Bariumlinien, • bedeutet Eisenlinien.

Kayser	Werner	ε aus $\frac{E_I}{E_{II}}$	ε Mittel
6595,34	6595,342	– 0,005 – 0,010	– 0,008
6675,29	6675,286	– 0,010 – 0,011	– 0,010
6865,71	6865,702	– 0,004 + 0,001	– 0,001
7120,24	7120,345	– 0,012 – 0,010	– 0,011
7228,82	7228,812	– 0,004 – 0,004	– 0,004
7392,45	7392,420	+ 0,009 + 0,008	+ 0,008
7417,55	7417,547	0,000 0,000	0
7672,10	7672,102	– 0,001 – 0,003	– 0,002
7780,50	7780,497	– 0,002 – 0,003	– 0,002
7905,77	7905,769	– 0,005 – 0,003	– 0,004

§ 8.

Resultate.

Nachdem die Kurve für die Phasenänderung festgelegt war, wurden die gesuchten Wellenlängen nach einer der Formeln (4) berechnet, wozu die schärfsten Aufnahmen benutzt

wurden. Der Fehler ist bei der Benutzung der Kurve für die Phasenänderung etwas ausgeglichen und kleiner. Die Differenz zwischen Wellenlänge nach Gleichung (5) und dem Mittel aus den Messungen nach einer der Gleichungen (4) beträgt in zwei Fällen den Wert 0,003 Å.-E. und in einem Fall 0,002 Å.-E., in allen andern ist der Unterschied kleiner.

In der folgenden Tabelle gebe ich eine Zusammenstellung der gefundenen Werte:

A. Eisenlinien (Bogen in Luft bei 220 Volt und 5 Amp.).

λ = 5232,959 I.-A.	λ = 5615,659 I.-A.
5434,531 „	6230,732 „
5455,616 „	

B. Bariumlinien (Bariumchlorid im Vakuum-Kohlebogen bei 220 Volt und 5 Amp.).

Intensität	λ	Intensität	λ
9	5971,709 I.-A.	5	6865,702 I.-A.
9	5997,098 „	10	7059,957 „ (Umkehrg.)
9	6019,480 „	9	7120,344 „
9	6063,125 „	5	7195,246 „
10	6110,794 „ (Umkehrg.)	3	7228,813 „
20	6141,728 „	7	7280,313 „
8	6341,693 „	5	7392,423 „
9	6450,864 „	3	7417,550 „
10	6482,920 „	3	7459,688 „
15	6496,918 „	5	7488,093 „
9	6498,769 „ (Umkehrg.)	2	7642,818 „
10	6527,324 „	5	7672,104 „
9	6595,341 „	4	7780,497 „
9	6675,286 „	3	7905,770 „
10	6693,855 „	2	7911,353 „
2	6771,783 „		

Die Bariumlinien sind im Vakuumbogen äußerst scharf gegenüber im Luftbogen. Hierin zeigen ein Teil der Bariumlinien überhaupt keine Interferenzerscheinung, während bei den andern dieselbe sehr oft zeitweilig verschwindet.

Die beigeschriebene Intensität ist durch Schätzung erhalten; sie hängt natürlich von der Empfindlichkeit der Platte ab. Auffallend ist im Vakuum das stärkere Hervortreten der Linien 6595, 6675, 6693, andererseits die schwache Intensität von den

Linien 7195, 7228 und besonders 7089, welche Kayser mit Intensität „9“ bezeichnet, bei mir aber kaum zu sehen ist. Die gefundenen Werte stimmen mit denjenigen in der Kayserschen Tabelle ziemlich überein; größere Abweichungen lieferten:

6771,82	7120,24	7392,45	7459,75	7642,87
$6771{,}78_3$	$7120{,}34_4$	$7392{,}42_3$	$7459{,}68_8$	$7642{,}81_8$

Die große Abweichung bei 7120 von $^1/_{10}$ Å.-E. rührt vielleicht von einem Druckfehler bei Kayser her.

Die Genauigkeit hängt von der Genauigkeit der Vergleichslinie ab Fe 6494,993 I.-A. Ist das Tausendstel dieser Linie genau, so hat die zweite Vergleichslinie Ba 6341,693 I.-A. einen Maximalfehler von 0,001 Å.-E. Die endgültigen Werte der Bariumlinien werden in wenigen Fällen mit einem Fehler behaftet sein, der 0,002 Å.-E. übersteigt.

Nutting[1]) hat die Bariumlinien auf ihre Struktur untersucht; er fand die Linien 6141 und 6496 als Linien mit Komponenten. Ich konnte diese Linien immer nur als einfache Linien photographieren und okular betrachten. Bei starkem Strom zeigen allerdings verschiedene Linien ein doppeltes Ringsystem. Dieselbe Erscheinung konnte auch erreicht werden bei schwachem Strom und hoher Dampfdichte. Bei stärkerem Evakuieren ging das Doppelringsystem wieder in ein einfaches über. Die Schwärzungen, die sich alle ziemlich genau in der Mitte der hellen Ringe zeigen, haben ihre Ursache in der Umkehrung der Linien. Wenn die Linien 6496 und 6141 Satelliten besäßen, so könnten dieselben nur von sehr geringer Intensität sein. Selbst okular wurde aber bei diesen Linien nie eine Unsymmetrie der hellen Ringe beobachtet. Eine Unsymmetrie ist nur bei den Linien 7195 und 7392 zu bemerken und es ist sicher, daß diese Linien einen oder mehrere Satelliten mit sich führen. Weiteres darüber auszusagen oder gar ihre Wellenlänge festzustellen, war mir nicht möglich. Die Resultate Nuttings können aber dennoch richtig sein, denn es ist nicht ausgeschlossen, daß verschiedene Bariumlinien im Luftbogen einen komplizierten Bau annehmen, wenn sie auch im Vakuum alle (ausgenommen 7392 u. 7195) scharfe, einfache Linien sind.

1) P. G. Nutting, Line structure, Astrophys. Journ. 23. p. 71. 1906.